Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter

(Bemerkungen zu einer Arbeit von M. J. G. Strutt)

Von H. E. Hollmann

(Mit 6 Figuren)

In einer kürzlich an dieser Stelle erschienenen Arbeit behandelt Strutt (1) die in der Bremsfeldschaltung einer Philips-Senderöhre der Type TA 0810 auftretenden kurzwelligen Schwingungen und zieht aus seinen Messungen Schlüsse, die mit meinen früheren Untersuchungen (2) sowie den Arbeiten anderer Autoren im Widerspruch stehen. Seine Resultate lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen:

1. Barkhausen-Kurz-Schwingungen, deren Wellenlänge der theoretischen Beziehung:

$$\lambda_2 \cdot E_g = \text{const} \tag{1}$$

genügt, treten nicht auf, wenn an Stelle des Emissionsstroms die Glühspannung konstant gehalten wird.

2. Mit zunehmender Gitterspannung zeigt sich eine Reihe von Schwingungsgebieten jeweils konstanter und von den Abstimmverhältnissen unabhängiger Wellenlänge.

3. Die bei Verstimmung eines an die Röhre angeschlossenen Abstimmsystems auftretenden Wellensprünge werden als Zieherscheinungen gekoppelter Kreise gedeutet, wobei die primäre Anfachung so abgeglichen werden kann, daß diese Zieherscheinungen zum Verschwinden kommen.

4. Röhren mit größerem Anodendurchmesser können eine kürzere Welle ergeben, als solche mit kleinerer Anode, was der Theorie von Barkhausen und von Scheibe entgegensteht.

Diese Beobachtungen und Folgerungen Strutts wurden von mir einer eingehenden Nachprüfung unterzogen[1]), wobei

[1]) Für die freundliche Überlassung einiger TA·0810 Röhren bin ich den Philips-Gloeilampenfabrieken zu Dank verbunden.

sich herausstellt, daß die von Strutt an seine Messungen geknüpften Betrachtungen auf einigen Mißverständnissen beruhen, die zu beseitigen der Zweck vorliegender Zeilen ist.

§ 1. Konstante Glühspannung

Die in meinen früheren Untersuchungen (a. a. O. 2) zu findende Angabe konstanter Emission an Stelle des Heizstromes oder der Heizspannung, worauf Strutt die Abweichungen seiner Messungen zurückzuführen sucht, erfolgte lediglich aus dem allgemein bekannten Grund, eine möglichste Genauigkeit bei der Kontrolle der Heizung zu erzielen, und die Wirkung einer allmählichen Zerstäubung des Heizfadens sowie geringe Unterschiede verschiedener Röhren zu eliminieren. Da eine Änderung des negativen Anodenstroms I_a, herbeigeführt durch eine Verstimmung der Bremsfeldanordnung, jeweils durch eine umgekehrte Änderung des Gitterstroms I_g kompensiert wird, derart, daß der Emissionsstrom $I_a + I_g$ unverändert bleibt, bietet seine Konstanz gerade die allergrößte Gewähr für eine unveränderliche Glühspannung. Wie unter diesen Umständen die Barkhausensche Relation (1) bei einer Änderung der Glühspannung erfüllt werden soll, ist nicht ersichtlich, und leider werden von Strutt keine experimentellen Untersuchungen in dieser Richtung angegeben. Es wird jedoch im folgenden gezeigt, daß die in den TA 0810-Röhren auftretenden Abweichungen von anderen Meßergebnissen auf andere Ursachen zurückzuführen sind.

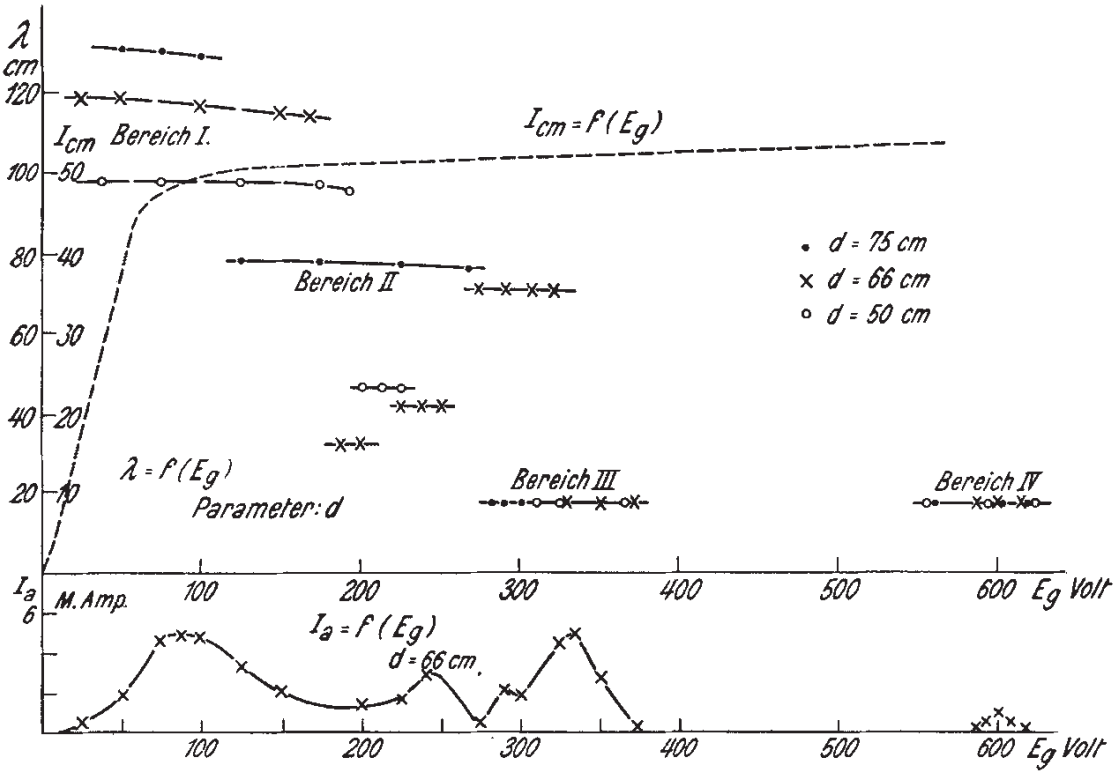
§ 2. Abhängigkeit der Schwingungsbereiche von Gitterspannung und Abstimmung

Wird bei konstanter Glühspannung die Gitterspannung stetig erhöht, so treten in der Philips TA 0810-Röhre nacheinander verschiedene Schwingungsbereiche auf, deren Wellenlängen nach Strutt völlig konstant, d. h. unabhängig von der Gitterspannung und den Abstimmverhältnissen, was besonders vermerkt wird, sein soll. Danach erfüllen die Wellenlängen in den einzelnen Bereichen weder die Barkhausensche Relation (1) noch die im Bereich der Gill-Morrell-Schwingungen gültige Beziehung:

$$\lambda = f(d) \text{ bei variablem } V_g , \tag{2}$$

worin d die Länge der mit der Röhre in bekannter Weise verbundenen Lecherdrähte bedeutet.

Daß diese Annahme Strutts indessen nicht mit dem Experiment übereinstimmt, zeigt die Fig. 1, welche entsprechend der Struttschen Fig. 4 die Schwingungsbereiche einer TA 0810-Röhre als Funktion der Gitterspannung wiedergibt, nur daß die Messungen nicht auf eine einzige Drahtlänge d beschränkt,



Die bei verschiedenen Abstimmverhältnissen (Länge der Paralleldrähte d) in einer normalen TA 0810 Röhre auftretenden Schwingungsgebiete als Funktion der Gitterspannung, sowie der Verlauf des negativen Anodenstroms I_a für $d = 66$ cm (Anodenpotential = 0)

Fig. 1

sondern für drei verschiedene Längen von $d = 75$, 66 und 50 cm durchgeführt sind. Außerdem ist in der unteren Kurve der Fig. 1 der Verlauf des negativen Anodenstroms, der angenähert der Schwingungsenergie proportional ist, für die Länge d von 66 cm angegeben.

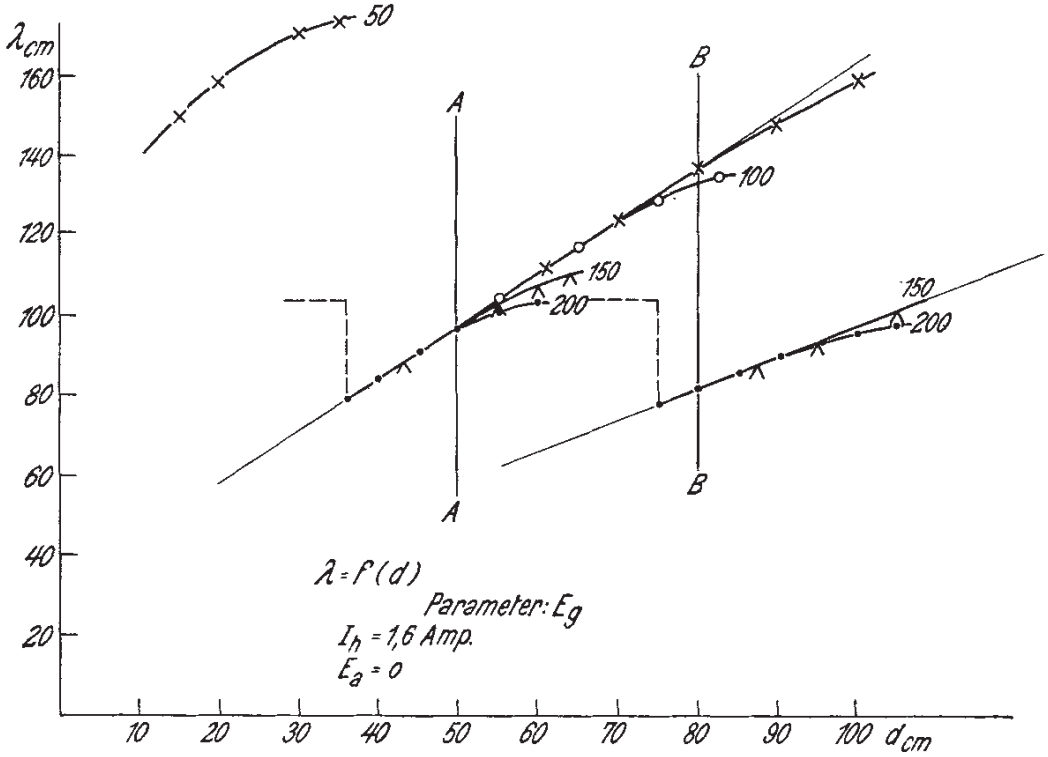
Die Fig. 1 zeigt zunächst, daß die von Strutt geforderte Wellenkonstanz nur bei den kurzwelligen Bereichen zwischen 17,5 und 46 cm erfüllt ist, wogegen in dem ersten und zweiten Schwingungsbereich eine deutliche Abhängigkeit der Wellen-

länge sowohl von der Gitterspannung als auch in noch stärkerem Maße von der Abstimmung zu erkennen ist. Diese Abhängigkeit erstreckt sich innerhalb der angegebenen Abstimmungen im ersten Bereich etwa zwischen 90 und 130 cm, und im zweiten zwischen 71 und 79 cm Wellenlänge, während für $d = 50$ cm der zweite Bereich offensichtlich vollkommen verschwindet. Ferner zeigt sich auch bei den von Strutt als Bereich III und IV bezeichneten Wellengebieten ein Einfluß der Abstimmung, indem zwar die Frequenzen konstant bleiben, die Bereiche sich aber je nach der Abstimmung mit E_g verschieben. Drittens treten zwischen $E_g = 185$ und 250 Volt weitere Schwingungsgebiete auf, deren Wellenlängen zwischen 32 und 46 cm liegen; hierzu ist wohl auch die von Strutt als Bereich II angegebene Welle von 45 cm zu zählen. Da diese Bereiche sowie die Gebiete III und IV indessen keinerlei Gang der Wellenlänge mit der Gitterspannung aufweisen, und sich dadurch offenbar von den beiden ersten Bereichen grundlegend unterscheiden, seien die beiden ersten Schwingungsbereiche zunächst allein einer Betrachtung unterzogen.

Der sich aus der Fig. 1 ergebende Gang der Wellenlänge mit der Gitterspannung ist bei weitem nicht so, wie es die Barkhausensche Relation (1) fordert, wobei sogar in Bereich II die Wellenlänge für $d = 66$ cm trotz einer Änderung der Gitterspannung um 45 Volt völlig konstant bleibt. Dagegen legt die starke Änderung der Frequenz mit der Abstimmung den Schluß nahe, daß beide Schwingungsbereiche im wesentlichen durch die Abstimmverhältnisse vorgeschrieben sind. Um eine solche Einwirkung der Drahtlänge d exakt festzustellen, wurden die Wellenlängen, wie es auch meinen früheren Untersuchungen entspricht (a. a. O. 2), als Funktion der Drahtlänge d für verschiedene Gitterspannungen als Parameter aufgenommen. Für einen konstanten Heizstrom von 1,6 Amp. sind die so erhaltenen Kurven in Fig. 2 wiedergegeben.

Ersichtlich weichen sie von den mit anderen Röhren gefundenen Kurven, mit ihrem für die Frequenzrückkopplung charakteristischen sprunghaften Übergang der „reinen" Barkhausen-Kurz- in die Gill-Morrell-Schwingungen einerseits und dem stetigen Übergang in umgekehrter Richtung andererseits erheblich ab, insofern, als die horizontalen Kurvenzweige der BK-Schwingungen völlig fehlen, und hauptsächlich die

GM-Bereiche, die den Oberschwingungen der Paralleldrahtanordnung entsprechen, hervortreten. Deutlich zeigt sich jedoch nach längeren Wellen hin ein Abbiegen der Wellenlängen von den Eichkurven der Lecherdrähte, d. h. aber der Ansatz zu einem stetigen Übergangsgebiet. Mit Leichtigkeit lassen sich daher die früher gefundenen Kurven interpolieren,



Die Schwingungsbereiche als Funktion der Abstimmung bei verschiedenen Gitterspannungen als Parameter

Fig. 2

wie es z. B. in der Fig. 2 für $E_g = 200$ Volt gestrichelt angedeutet ist.

Ähnliche Verhältnisse wurden schon bei früherer Gelegenheit beschrieben, nämlich bei Untersuchung einer Anordnung mit grobem Spiralgitter (3), sowie an einer französischen TMC-Röhre (4). Auch dort wurden hauptsächlich allein die GM-Bereiche gefunden, während das Abbiegen der Wellenkurven auf BK-Schwingungen nur hindeutete. Da auf diese Verhältnisse in einer späteren Arbeit näher eingegangen werden soll, sei an dieser Stelle zur Erklärung lediglich angedeutet, daß offensichtlich bei groben Spiralgittern die für „reine"

BK-Schwingungen erforderliche Steuerung der Elektronenpendelungen nicht ausreicht, daß vielmehr eine solche Steuerung erst durch die Wechselspannungen an den Röhrenelektroden erreicht wird. Damit sind aber von selbst alle Vorbedingungen für Frequenzrückkopplung gegeben, was zur Folge hat, daß an Stelle „reiner" BK-Schwingungen sofort die GM-Schwingungen auftreten. Diese Anschauung findet erstens in den, den ursprünglichen Kurvenverlauf andeutenden Übergangsbereichen, und zweitens darin eine Stütze, daß trotz eines negativen Anodenstroms von einigen Milliampere nicht immer Schwingungen meßbar sind, wie aus der Fig. 1 zu ersehen ist. Ähnliches zeigt auch die Fig. 4 bei Strutt, in der zwischen 100 und 200 Volt Ausschläge des Thermoelements angegeben werden, ohne daß die entsprechenden Wellenlängen verzeichnet sind. Schließlich sei in diesem Zusammenhang auch auf früher mitgeteilte Untersuchungen hingewiesen (5).

Auf Grund dieser Beobachtungen erfahren die beiden ersten Schwingungsbereiche der Fig. 1 eine einfache Deutung: So ist der Gang der Wellenlänge mit der Drahtlänge d lediglich auf Verstimmung der für die Schwingungsfrequenz in erster Linie maßgebenden Lecherdrähte mit den Röhrenelektroden und die geringe Neigung der Wellenkurven innerhalb konstanter Abstimmung auf die Übergangsbereiche zurückzuführen. Bereich I entspricht damit der ersten, Bereich II der zweiten Oberschwingung. Weil das Paralleldrahtsystem durch die Elektrodenkapazitäten eine einseitige Belastung erfährt (6), stehen seine Oberschwingungen nicht in ganzzahligem Verhältnis zueinander, sondern es gilt die von Rayleigh für eine einseitig durch einen Massenpunkt belastete Saite aufgestellte Gleichung:

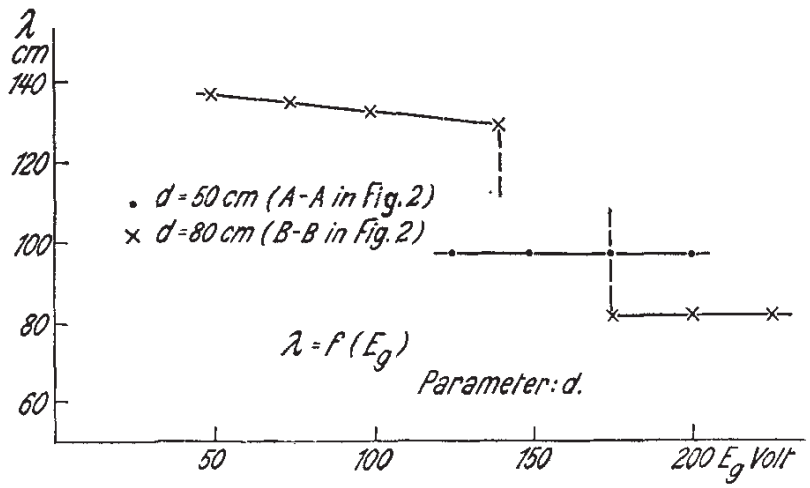
$$\operatorname{cotg} \cdot \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{C}{c},$$

worin C die Kapazität der Elektroden und c die der Lecherdrähte pro Zentimeter Länge bzw. die entsprechenden Massen bedeuten (7).

Bei der geringen Heizung von 1,6 Amp., für welche die Fig. 2 aufgenommen wurde, treten die kurzwelligen Bereiche der Fig. 1 nicht auf; aus diesem Grunde ist auch die Übereinstimmung zwischen Figg. 1 und 2 nur qualitativ.

§ 3. Sprunghafte Frequenzänderungen

Strutt deutet die bei Änderung der Gitterspannung oder der Abstimmung auftretenden Frequenzsprünge als Zieherscheinungen gekoppelter Systeme, und zwar der durch die Elektronenschwingungen angefachten Schwingröhre einerseits und der angekoppelten Lecherdrähte andererseits. Er findet bei ein und derselben Anordnung je nach dem Grad der primären Anfachung oder je nach der sekundären Abstimmung entweder völlige Wellenkonstanz oder einen Frequenzsprung. In seiner Fig. 8 sind für zwei verschiedene Drahtlängen d die Wellenlängen als Funktion von E_g angegeben, wobei bei geringem d die Wellenlänge konstant bleibt, während bei größerem



Die Wellenlänge bei zwei verschiedenen Drahtlängen d als Funktion der Gitterspannung

Fig. 3

d ein Frequenzsprung, d. h. nach Ansicht Strutts eine Zieherscheinung auftritt. Für die in Fig. 2 durch A—A und B—B gekennzeichneten Abszissen von $d = 50$ und 80 cm zeigt die Fig. 3 die entsprechenden Beziehungen zwischen Wellenlänge und Gitterspannung. Beide Kurven wurden aus der Fig. 2 erhalten, indem einfach Parameter und Abszisse vertauscht und einige Meßpunkte hinzugefügt wurden. Ersichtlich resultiert der verschiedenartige Verlauf beider Kurven lediglich daraus, daß für $d = 50$ cm beim senkrechten Durchlaufen der Ordinate in Fig. 2 nur ein Schwingungsgebiet geschnitten wird, wogegen für $d = 80$ cm die nächste Oberschwingung hinzukommt. Wegen der Übergangsgebiete braucht dabei die Wellenlänge keineswegs absolut konstant zu sein, was vor allem vor dem Frequenz-

sprung zum Ausdruck kommt. Weiter erfolgt das Auftreten der kürzeren Welle nicht plötzlich, sondern beide Frequenzen sind durch ein deutliches, schwingungsloses Gebiet voneinander getrennt[1]).

Was schließlich die von Strutt angegebene Ziehschleife betrifft, so habe ich an anderer Stelle ausführlich auf die Analogie der „Frequenzrückkopplung" mit der normalen Amplituden- oder Energierückkopplung hingewiesen (8). Da Ziehschleifen bei der normalen Rückkopplung allgemein bekannt sind, bedeutet ihr Auftreten im vorliegenden Fall der Frequenzrückkopplung nur eine Bestätigung der Analogie beider Rückkoppelformen. Dazu sei bemerkt, daß eine Berechtigung, den Schwingungsprozeß der Barkhausenschen Elektronenpendelungen durch einen Thomsonschen Schwingungskreis ersetzt zu denken, in keiner Weise gerechtfertigt erscheint. Vielmehr teilen sie die Eigentümlichkeit, daß ihre Frequenz unter sonst gleichen Verhältnissen eine Funktion der angelegten Spannungen ist, mit den Relaxationsschwingungen, bei denen sich die gleichen Frequenzsprünge realisieren, und auf die sich die gleichen theoretischen Betrachtungen einer Frequenzrückkopplung übertragen lassen.

§ 4. **Der Einfluß des Anodendurchmessers auf die Gill-Morrell-Schwingungen**

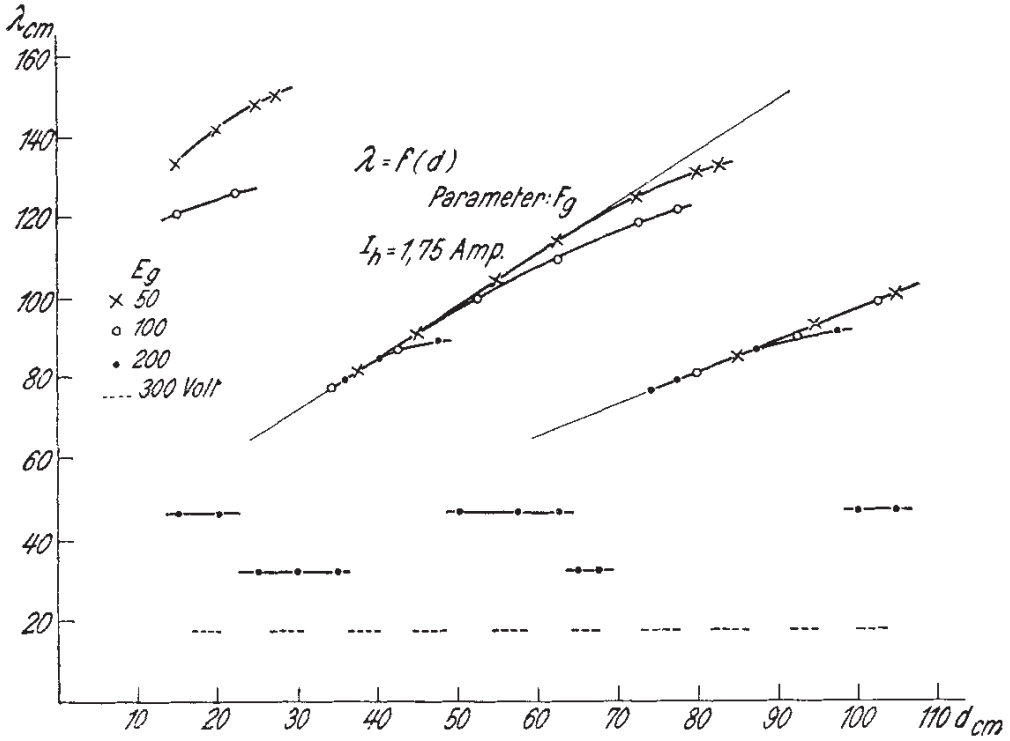
Daß zwei Röhren mit verschiedenen Anodendurchmessern und dementsprechend verschiedenen Eigenfrequenzen ihrer Elektrodensysteme unter sonst gleichen Verhältnissen, insbesondere bei gleichen Spannungen ganz verschiedene Wellenlängen ergeben können, ist nach dem Vorhergehenden leicht verständlich. Weil mit abnehmendem Anodendurchmesser die Gitter-Anodenkapazität größer wird, muß ein Elektrodensystem mit kleiner Anode eine längere Eigenwelle aufweisen als ein solches mit größerem Anodendurchmesser. Irgendwelche Rückschlüsse auf die Barkhausensche oder Scheibesche Theorie verbieten sich jedoch unter diesen Umständen, wo es sich offensichtlich gar nicht um Elektronenschwingungen im Sinne von Barkhausen-Kurz, d. h. solche in unveränderlichen Elektroden-

1) Die Inkonstanz der Wellenlänge vor der Frequenzänderung sowie das schwingungslose Zwischengebiet ist ebenfalls aus den Struttschen Meßpunkten in Fig. 8 zu ersehen.

feldern, sondern um Gill-Morrell-Schwingungen, d. h. um eine durch die Wechselfelder synchronisierte Elektronenbewegung handelt, von selbst.

§ 5. Die kurzwelligen Schwingungsbereiche

Wird sowohl die Heizung als auch die Gitterspannung über das der Abb. 2 zugrunde liegende Maß hinaus gesteigert, so tritt außerhalb der Eichgeraden für die verschiedenen Ober-



Die Schwingungsbereiche der Ta 0810-Röhre bei einer Heizung von 1,75 Amp. und bis zu Gitterspannungen von 700 Volt

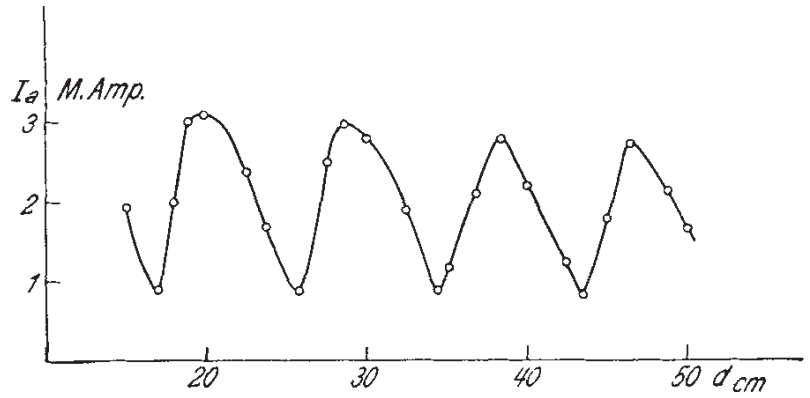
Fig. 4

schwingungen und unabhängig von diesen eine Reihe weiterer Wellenlängen auf, wie es die Fig. 4 angibt. Ersichtlich bewirkt hier die Abstimmung der Lecherdrähte nur ein Hervortreten des einen oder anderen Frequenzbereichs, ohne jedoch innerhalb eines solchen die Wellenlänge meßbar zu beeinflussen. Bei einer Gitterspannung von 300 Volt zeigen sich schließlich nur noch die Bereiche III und IV von 17,5 cm Wellenlänge, wobei die Schwingungen jeweils in Abständen der halben Wellenlänge zum Aussetzen kommen.

Diese Beobachtungen lassen vermuten, daß es sich bei den kurzwelligen Bereichen um eine Anregung von Resonanz-

frequenzen innerhalb der Röhre, d. h. der Röhrenelektroden handelt. Auf Grund der Anschauung Potapenkos (9) sind solche Anregungen besonders dann leicht möglich, wenn die für die kurzwelligen „Zwergbereiche" sich aus $\lambda^2 \cdot E_g$ ergebenden Werte C', C'', C''' usw. im Verhältnis $^1/_4$, $^1/_9$, $^1/_{16}$ usw. zu dem für die „reinen" Elektronenschwingungen gültigen Wert C_0 stehen. Da dieser Grundwert indessen infolge Fehlens der „reinen" BK-Schwingungen nicht eindeutig zu ermitteln ist, kann eine quantitative Übereinstimmung mit der Theorie Potapenkos nicht erwartet werden.

Um auf experimentellem Wege Aufschluß darüber zu er-



Periodische Schwankungen des negativen Anodenstroms bei Abstimmung der Gitterzuleitung

Fig. 5

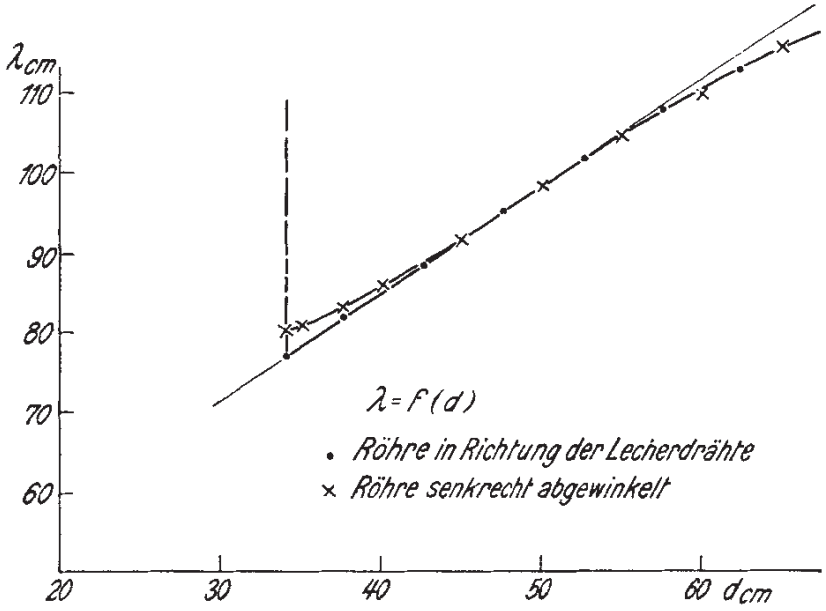
halten, welcher von den einzelnen Röhrenelektroden eine Resonanzlage zugeordnet ist, wurde der bereits früher angegebene Weg eingeschlagen (a. a. O. 4), nämlich entweder das Gitter oder die Anode getrennt mit einem geraden, durch eine Reflexionsscheibe abstimmbaren Draht verbunden, während jeweils die andere Elektrode durch eine Drosselspule abgeriegelt wurde. Inwieweit bei Abstimmung dieses Drahtes eine Beeinflussung der Schwingungen stattfindet, geht aus den Schwankungen des negativen Anodenstroms hervor, dessen Verlauf bei Abstimmung der Gitterzuleitung und bei einer Gitterspannung von 350 Volt in Fig. 5 dargestellt ist und zwar als Funktion der Drahtlänge d. Bei Abstimmung der Anodenzuleitung dagegen blieb der Anodenstrom auf einem nahezu konstanten Wert stehen. Dieser Versuch läßt mit Sicherheit den Schluß zu, daß für den Bereich von 17,5 cm Welle tatsächlich eine

Resonanz der Gitterelektrode maßgebend ist. Zu der gleichen Feststellung führten auch die analogen Versuche an der französischen TMC-Röhre, wobei die angenäherte Übereinstimmung beider Wellenlängen bei der Verschiedenartigkeit des Gitteraufbaues wohl nur als Zufall angesehen werden darf.

Für die übrigen, bei weitem schwächer ausgeprägten Bereiche konnten auf diese Weise keine eindeutigen Ergebnisse erhalten werden.

§ 6. Störungen durch Knickstellen im Lechersystem

In einigen Kurven, z. B. in Figg. 7 und 9, gibt Strutt unmittelbar nach dem Frequenzsprung trotz Variation der



Verlauf der Wellenlänge im GM-Bereich bei Anordnung der Röhre einmal in Richtung der Lecherdrähte, das andere Mal senkrecht abgewinkelt

Fig. 6

Lecherdrähte einen, wenn auch geringen Bereich konstanter Wellenlänge an. Solche Abweichungen wurden dagegen von mir an keiner Stelle beobachtet und widersprechen auch dem Charakter der GM-Schwingungen, deren Welle ja mit der Eigenschwingung des Abstimmsystems exakt übereinstimmen und sich dementsprechend auch linear mit der Drahtlänge d ändern soll.

Es blieb daher nur der Schluß übrig, die Ursache für diese Anomalie in der Struttschen Anordnung selbst zu suchen,

und als solche wurde nach einigen Versuchen die Lage der Schwingröhre senkrecht zu ihrem Abstimmsystem ermittelt. Bekanntlich stellt jeder Knick eines Lechersystems eine Reflexionsstelle dar, so daß bei senkrechter Abwinkelung der Schwingröhre, wie es bei der Struttschen Anordnung der Fall ist, die Elektroden bis zur Knickstelle als ein abgestimmtes Schwingungssystem aufgefaßt werden können, womit ein zweites System, nämlich die hinter der Knickstelle liegenden, durch die verschiebbare Brücke abstimmbaren Lecherdrähte gekoppelt ist. Tatsächlich konnten denn auch durch bloßes Abbiegen der Röhre die von Strutt in seiner Fig. 7 angegebenen Verhältnisse reproduziert werden, wie es in Fig. 6 dargestellt ist. Darin ist der Verlauf der Wellenlänge einmal bei der normalen, allen früheren Messungen zugrunde liegenden Lage der Röhre in Richtung der Lecherdrähte, das andere Mal senkrecht dazu dargestellt. Aus dem Abweichen der Wellenlänge von dem linearen Kurvenverlauf unmittelbar nach der Frequenzrückkopplung ist deutlich die störende Wirkung der Knickstelle im Lechersystem zu ersehen, während bei gestreckten Drähten die Welle genau der Eichgeraden der Lecherdrähte folgt. Auf die gleiche Ursache dürften auch weitere Anomalien der Struttschen Kurven zurückzuführen sein, doch wurden dieselben, da sich die Störung ja mit Sicherheit vermeiden läßt, nicht weiter untersucht.

Zum Schluß sei als Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen darauf hingewiesen, daß die Betrachtung der Wellenlängen einer Bremsfeldschaltung allein als Funktion der Spannungen zu keinem befriedigenden Ergebnis führen kann, wenn nicht die Abstimmverhältnisse sowohl innerhalb als auch außerhalb der Schwingröhre weitgehende Berücksichtigung finden. Wie solche Resonanzen der Röhrenelektroden durch Abriegelung mit Blockkondensatoren sich praktisch durchführen lassen, habe ich bereits früher gezeigt (10). Tatsächlich wird denn auch unter diesen Umständen die Barkhausensche Relation (1), soweit es auf Grund der theoretischen Vernachlässigungen zu erwarten ist, in befriedigender Weise erfüllt. Es erscheint nach den vorliegenden Untersuchungen fraglich, ob dieser Forderung auch bei den Messungen Kalinins (11) in ausreichender Weise Genüge geleistet ist.

Zusammenfassung

1. Die Philips-Senderöhre TA 0810 ergibt keine „reinen" Barkhausen-Kurz-, sondern nur Gill-Morrell-Schwingungen, wobei jedoch noch ein geringer Übergangbereich zu erkennen ist. Die Ursache dieser Abweichung von anderen Versuchsergebnissen liegt nicht in einer Konstanz der Glühspannung gegenüber dem Emissionsstrom, da beide Fälle identisch sind, sondern allein in dem groben Spiralgitter der Philipsröhre.

2. Erhöht man bei unveränderlicher Glühspannung die Gitterspannung, so tritt eine Reihe von Schwingungsgebieten auf, deren Wellenlängen nicht absolut konstant, sondern durch die Abstimmverhältnisse gegeben sind.

3. Die von Strutt als Zieherscheinungen gedeuteten Frequenzsprünge sind unharmonischen Oberschwingungen der Lecherdrähte in Verbindung mit den Röhrenelektroden zuzuschreiben.

4. Die trotz konstanter Abstimmung innerhalb der Gill- und Morrell-Bereiche noch auftretenden geringen Wellenänderungen mit der Gitterspannung sind auf die unter 1. angeführten Übergangsbereiche zurückzuführen.

5. Die Zunahme der Wellenlänge mit kleinerem Anodendurchmesser widerspricht nicht der Barkhausenschen Theorie, sondern wird, da es sich um GM-Schwingungen handelt, durch die größere Kapazität der kleineren Anode bewirkt.

6. Neben diesen Resonanzfrequenzen der Paralleldrähte zeigen sich noch kurzwelligere Schwingungsbereiche, die Resonanzen der Röhrenelektroden zugeschrieben werden, wobei der kürzeste Bereich von 17,5 cm Welle einer Resonanz des Gitters entspricht.

7. Einige Anomalien der Struttschen Kurven werden auf eine durch die senkrechte Anordnung der Schwingröhre zu ihrem Abstimmsystem bewirkte Knickstelle in den Lecherdrähten zurückgeführt.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Zitate

1) M. J. O. Strutt, Ann. d. Phys. [5] **4.** S. 17. 1930.

2) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. **86.** S. 129. 1928; Proc. I. R. E. **17.** S. 229. 1929.

3) a. a. O. 2), S. 172.

4) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. **86.** S. 1026. 1928; Jahrb. d. drahtl. Tel. **33.** S. 128. 1929.

5) a. a. O. 2) § 6.

6) Über den Schwingungszustand Lecherscher Paralleldrähte in Verbindung mit einer Dreielektrodenröhre. Vgl. auch: A. Scheibe, Jahrb. d. drahtl. Tel. **27.** S. 1. 1926.

7) Vgl. auch M. T. Grechowa, Phys. Ztschr. **29.** S. 726. 1928.

8) H. E. Hollmann, El. Nachr. Techn. **6.** S. 253. 1929.

9) G. Potapenko, Ztschr. f. Techn. Phys. **10.** S. 542. 1929.

10) a. a. O. 2), Teil II, § 3.

11) W. J. Kalinin, Ann. d. Phys. [5] **2.** S. 498. 1929.

(Eingegangen 22. März 1930)